Zeemaneffekt in 50000 Oersted Feldstärke bei normaler Magnetbelastung mittels neuartiger Lichtquelle kleinen Raumbedarfs

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
einer Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität
zu Tübingen

vorgelegt von
ROBERT BEZLER
aus Stuttgart

HEINRICH FINK, BUCHDRUCKEREI, STUTTGART-W, JOHANNESSTR. 3a

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

Dekan: Prof. Dr. E. Hennig

Referent: Prof. Dr. E. Back

Tag der mündlichen Prüfung: 29. September 1939

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

§ 1. Einleitung: Ziel der Arbeit.

Die ergiebige Ausnutzung der Methode des Zeemaneffekts zur Ermittlung spektroskopischer Atomkonstanten hängt ab von der Intensität und spektralen Güte der Lichtquellen, von der Auflösungskraft des Spektralapparats und der Homogenität und Stärke des Magnetfelds.

Die Überlegenheit elektrischer Vakuumlichtquellen, in denen die Entladung parallel den Kraftlinien des Magnetfelds geführt wird, ist erwiesen. Hinsichtlich Spektralapparat und Elektromagnet werden sich die meisten Beobachter auf bereits vorhandene Apparaturen ihres Laboratoriums angewiesen sehen, da Apparaturen extrem hoher Leistung, insbesondere Elektromagnete solcher Art unverhältnismäßigen Aufwand erfordern. Es wäre daher ein wesentlicher Fortschritt, wenn es gelänge, allein durch geeignete Gestaltung der Lichtquelle mit den vorhandenen Spektralapparaten und Elektromagneten weitergehende Auflösung der magnetooptischen Feinstrukturen zu erreichen, will sagen, die Feldstärke im Interferrikum erheblich zu steigern ohne Mehrbelastung des vorhandenen Elektromagneten. Ein gangbarer Weg zu diesem Ziel ist die Verkleinerung des Interferrikums, das von der spektralen Emission erfüllt ist.

Im Folgenden werden Versuche beschrieben, die schrittweise dieses Ziel verfolgen und zu einer Lichtquellenform geführt haben, die nur einen Schlitz von 0,4 mm zwischen den Polen erfordert, ohne Einbuße an Intensität und spektraler Güte gegenüber den üblichen Lichtquellen. Die Feldstärke steigt dabei unter sonst unveränderten Bedingungen von bisher 39 000 auf 50 400 Oersted. Als weiterer Gewinn aus der Interferrikumsverkürzung ergibt sich von selbst eine Zunahme der Feldhomogenität (aus den Zeemaneffekten zu entnehmen), wie sie bei bisher üblichen Polabständen (3—4 mm) nicht annähernd erreicht wird.

§ 2. Grundlegende Versuche zur Schaffung der neuen Lichtquelle.

Die bisher beste Vakuumlichtquelle, Glimmentladung ohne Geisslerrohr[1]), benötigt ein Interferrikum von wenigstens 3 mm. Diese Länge stellte bisher ein kaum mehr unterschreitbares Minimum dar, da Raum zur Aufnahme zweier Glimmerplättchen und der Wolframelektroden vorhanden sein mußte. Ein weiteres Zusammenrücken der Polendflächen zur Felderhöhung ist demnach offenbar nur möglich, wenn die Elektroden samt dem für den Kathodenfall erforderlichen Raum aus dem Interferrikum herausverlegt werden. Dabei sind folgende Forderungen zu erfüllen: a) Zwischen den Polendflächen muß eine parallel zu den Magnetkraftlinien gerichtete Entladung (ein Stück der positiven Lichtsäule) übergehen; b) Eine Durchbohrung der Polendflächen ist unstatthaft, da sie die Feldstärke schwächt und das Feld inhomogen macht; c) Die Glimmentladung darf n u r den homogenen Teil des Felds zwischen den Polendflächen erfüllen, ohne deren Grenzen im geringsten zu überschreiten; d) Die Flächenhelligkeit darf hinter jener der bisher gebräuchlichen Lichtquellen nicht zurückstehen.

Die Erfüllung dieser Forderungen wurde schrittweise experimentell verfolgt: Da die Magnetpole und ihr luftdichter Abschluß gegen den Außenraum ganz aus Metall bestehen[2]), war zunächst zu prüfen, ob sich im metallumhüllten Innenraum eine geisslerrohrähnliche Entladung hinreichender Lichtstärke ohne und mit Magnetfeld aufrecht-

---

[1]) E. B a c k benutzte die von ihm konstruierte Vakuumbogenlichtquelle (Beschreibung in Ann.d.Phys. 70, 333, 1923) nach einigen Umänderungen erstmals dazu, eine Geisslerentladung o h n e Geisslerrohr im Interferrikum eines starken Elektromagneten hervorzurufen (s. Näh. in Ann.d.Phys. 76, S. 319 ff., 1925). Die Hauptmerkmale dieser Glimmentladungslichtquelle sind folgende: Der Raum zwischen den Magnetschenkeln wird durch eine Bronzebüchse mit in Nuten eingepreßten Gummiringen vakuumdicht abgeschlossen. In die mit zwei Beobachtungsfenstern versehene Büchse ragen zwei um 90° gegeneinander versetzte Wolframelektroden hinein. Diese schmiegen sich an die Polendflächen an, gegen welche sie durch dazwischengelegte Glimmerplättchen isoliert sind. Die Entladung erfolgt nur im homogenen Teil des Magnetfelds parallel den Magnetkraftlinien (Näheres bei E. Back, loc. cit. und im Handb. d. experim. Phys. Bd. XXII, S. 66).

[2]) Näheres in Anm. 1.

erhalten läßt. Dazu wurde ein Versuchsrohr folgender Art hergestellt (Abb. 1): Me_1 und Me_2 sind zwei gleichgroße Messingzylinder, die ein-

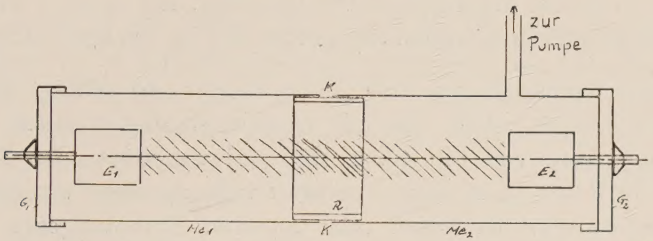

Abb. 1: Entladungsart I. Die Entladung erfolgt zwischen den Elektroden E_1 und E_2 zentrisch in der Rohrachse. Gas im Rohr: Argon. Gasdruck $<$ 15 mm Hg. Es bedeutet: Me_1 und Me_2 Messingrohre. G_1 und G_2 Glasplatten. R: Glasrohr, verbindet Me_1 und Me_2 vakuumdicht, und isoliert Me_1 gegen Me_2. Bei K ist die Intensität größer als im übrigen Bereich. Entladung schraffiert.

ander bis auf wenige Millimeter nahekommen (bei K), und dort mit einem gleichweiten Glasrohr R gegeneinander isoliert und vakuumdicht verkittet sind. An den äußeren Enden ist das Entladungsrohr mit zwei Glasplatten G_1 und G_2 abgeschlossen, durch welche die Zuführungen zu den beiden Kupferhohlzylinderelektroden E_1 und E_2 geleitet sind.

Versuche mit einem solchen Entladungsrohr ergeben Folgendes: Bei einem Gasdruck[3]) unter 15 mm Hg stellt sich nach Anlegen der Sekundärspannung eines Induktoriums an die Elektroden E_1 und E_2

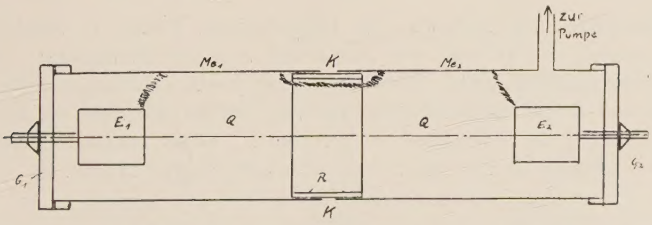

Abb. 2: Entladungsart II. Entladung von E_1 nach Me_1, von Me_1 bei K nach Me_2 und von Me_2 nach E_2. Im Raum Q keine sichtbare Entladung. Gas: Argon. Gasdruck $>$ 15 mm Hg. Entladung schraffiert.

[3]) Zur Füllung der Röhre wurde meist Argon, manchmal auch ein Luftrest benutzt.

zwischen diesen eine kreiszylinderförmige sichtbare Entladung genau zentrisch in der Rohrachse ein (Abb. 1). Ihr Querschnitt sinkt mit steigendem Druck. Sie zeigt die gleichen Erscheinungen wie die positive Lichtsäule in einem gleichgestalteten Glasrohr, mit einer Ausnahme: Bei K ist die Intensität wesentlich größer als im übrigen Rohr.

Steigt der Gasdruck im Rohr über 15 mm, so schlägt diese Entladung um in eine solche, die mit verhältnismäßig starkem Leuchten von E_1 nach Me_1, von Me_1 nach Me_2 und von dort nach E_2 erfolgt (Abb. 2). Im Raum Q ist keine Leuchterscheinung mehr wahrzunehmen. Das Vorhandensein der einen oder anderen Entladungsart (Bezeichnung I und II) ist vor allem abhängig vom Gasdruck im Rohr, in zweiter Linie von der Art des Gases und von den Abmessungen des Entladungsrohrs (Abb. 3).

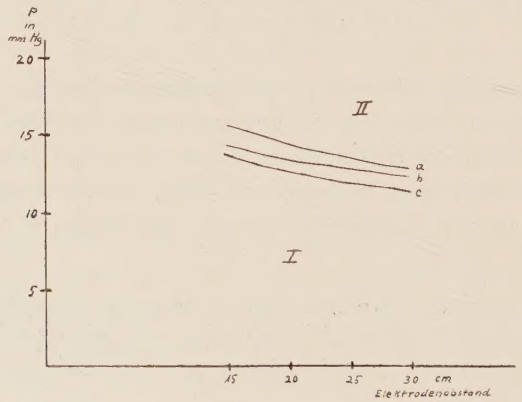

Abb. 3: Abhängigkeit des Bestehens der Entladungsart I oder II vom Gasdruck p im Entladungsrohr, von der Art des Gases, und von den Abmessungen des Rohres. Die schraffierten Kurven geben die ziemlich unscharfe Grenze zwischen der Entladungsart I und II für Elektrodenabstände von 150 bis 300 mm. Bei Kurve a war Füllgas ein Luftrest, der Rohrradius 30 mm, bei b Füllgas ebenfalls Luftrest, Rohrradius 15 mm. Bei c Füllgas Argon, Radius 15 mm.

Eine Steigerung der Lichtintensität bei K wird durch Einschnürung der Glasröhre R (Verwendung einer Glaskapillare von 1,5 mm Innendurchmesser als Zwischenstück zwischen den beiden Metallzylindern Me_1 und Me_2) erreicht. Hand in Hand damit geht eine deutlich wahrnehmbare Teilung der Entladungsart I in zwei einander gleiche Abschnitte im

Metallmantel Me_1 und Me_2 (Abb. 4). Die Entladungsart II wird durch die Abschnürung bei K, abgesehen von einer Helligkeitssteigerung, nicht verändert.

Ist der Abstand der beiden Metallzylinder Me_1 und Me_2 bei K nicht überall derselbe, d. h. ist das elektrische Feld zwischen den beiden Rohren inhomogen, so ist die axial im Rohr verlaufende Entladungsart I instabil; es tritt die zweite Entladungsform auf, wobei die Entladung von Me_1 nach Me_2 dort übergeht, wo die Rohre am nächsten beieinander sind, wo die Feldstärke also am größten ist.

Diese Tatsache führte zu einem weiteren Schritt, nämlich die Konstruktion des Entladungsrohrs dort, wo die beiden Metallzylinder

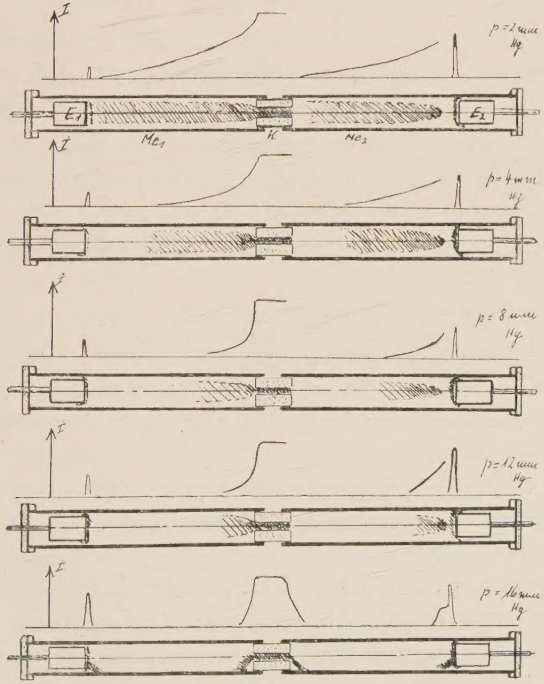

Abb. 4: Die fünf aufeinanderfolgenden Bilder geben die Entladungserscheinungen im eingeschnürten Metallentladungsrohr wieder bei verschiedenen Drucken. Über den Röhrenskizzen ist die Intensitätsverteilung der Glimmentladung angegeben. Man sieht deutlich die Teilung der Entladung in zwei Teile. Zwischen 12 und 16 mm Hg Gasdruck erfolgt das Umschlagen der Entladungsart I in II (4. und 5. Bild der Abb. 4).

einander gegenüberstehen (bei K), in die in Abb. 5 skizzierte Form umzuändern: Die Verjüngung bei K, welche in Abb. 4 als Glaskapillare ausgeführt war, ist hier als ein Stück der Metallrohre Me_1 bzw. Me_2 ausgebildet; diese tragen am Punkt A angesetzt die Kupferkegel C, welche rechteckig auslaufen. Diese rechteckige Weiterführung W vom Innenmaße 2×6 mm setzt sich einseitig fort in einem Metallappen L_1 bzw. L_2. Die beiden Lappen L_1 und L_2 haben einen Abstand von 1,8 mm voneinander, so daß sie die Teile der beiden Metallrohre Me_1 und Me_2 bilden, welche sich am nächsten kommen. Also muß zwischen ihnen die Glimmentladung entstehen, da dort die Feldstärke zwischen Me_1 und Me_2 am größten ist. Das Experiment bestätigt die Richtigkeit dieser Überlegung: Durch in den Metallmänteln

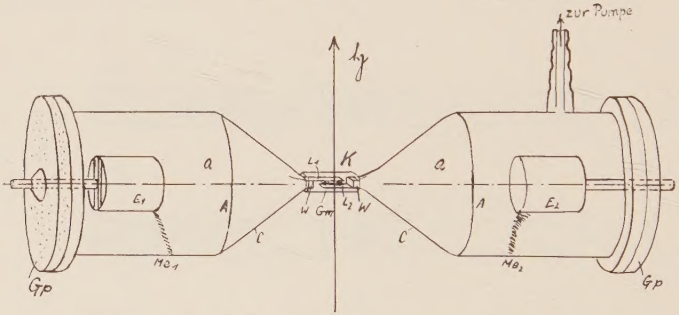

Abb. 5: Entladungsröhre, bei welcher die Entladung zwischen den Lappen L_1 und L_2 parallel zum Magnetfeld H verläuft. Es bedeutet: E_1 und E_2 Elektroden, Me_1 und Me_2 Metallmäntel, A Ansatz der Kupferkegel C mit rechteckiger Weiterführung W und hieran gesetzten Metallappen L_1 und L_2, Q: Räume ohne sichtbare Entladung.

und bei K angebrachte Beobachtungsfenster erkennt man, daß eine Entladung lediglich zwischen den Lappen L_1 und L_2 (bei K) und mit viel geringerer Helligkeit zwischen den Elektroden E_1 bzw. E_2 und den Metallrohren Me_1 bzw. Me_2 stattfindet. (In Abb. 5 ist die Entladung durch Schraffen angedeutet.) Dabei bringt eine Verringerung des Abstands der beiden Metallappen auf 0,3 mm die zwischen beiden statthabende Glimmentladung keineswegs zum Erlöschen, es findet vielmehr eine Steigerung der Flächenhelligkeit statt. Für die Ausbildung eines Kathodenfalls kann aber die Strecke von 0,3 mm nicht ausreichen; dies beweist zusammen mit den Leuchterscheinungen, daß sich der eigentliche Kathodenfall außerhalb des von den Lappen ein-

geschlossenen Raumes, nämlich bei den Elektroden E_1 und E_2 befindet. Diese Annahme wird durch die Potentialmessungen im Innern der Röhre gestützt (s. § 3).

Bei der Röhrenform der Abb. 5 war schon vorgesehen, sie für Einführung in ein transversales Magnetfeld (parallel der Entladung zwischen den Kupferlappen L_1 und L_2) geeignet zu machen, so daß Art und Gestalt der Entladung auch im Magnetfeld geprüft werden konnte. Das Ergebnis ist in § 3 dargestellt.

§ 3. Spannungsverlauf und Feldverteilung im Entladungsrohr.

Zur Aufnahme des Verlaufs der elektrischen Feldlinien in dem in Abb. 5 dargestellten Entladungsrohr kamen zwei Verfahren in Anwendung: 1. Ein qualitativer Schauversuch in der Originalröhre: Das Feld wurde mit Gipskristallen[4]) sichtbar gemacht, welche auf passend zugeschnittenen Glimmerplatten in die Metallröhren eingebracht wurden; 2. Das Feld in der Röhre wurde elektrometrisch mit Kugelsonden ausgemessen, welche isoliert ins Innere der Röhre eingeführt und in ihrer Lage beliebig verschoben werden konnten. Da sich erwies, daß die Feldverteilung annähernd dieselbe ist, ganz gleich, ob sich die Einschnürung K unter der Einwirkung eines starken, senkrecht zu den Lappenebenen gerichteten Magnetfelds steht oder nicht, werden im Folgenden nur die mit Magnetfeld gewonnenen Messungen mitgeteilt, da letztlich auch nur diese für die späteren Versuche von Bedeutung sind.

Die Versuche ergeben, daß bei dauernd konstant gehaltenem Magnetfeld (5000 Oersted) der Verlauf der elektrischen Feldlinien nach Anlegen der Gleichspannung von 10 000 Volt sich über einige Zeit (etwa eine halbe Minute) änderte bis zu einem dann stationär bleibenden Zustand. Zum Verständnis der Erscheinungen im Augenblick des

---

[4]) Neben dieser Methode (Gipskristalle auf Glimmerplatten) wurde noch eine zweite zur Sichtbarmachung der Feldlinien benutzt; Auf einer dünnen auf die Glimmerplatten aufgegossenen Schicht feinen Maschinenöls schwammen Grießkörnchen. Unter dem Einfluß des Felds legten sich diese in Ketten aneinander. Die Abb. 7 ist auf diese Weise gewonnen

Einschaltens der Gleichspannung kann man sich das Entladungsrohr aus zwei Zylinderkondensatoren (Metallmantel Me mit darinbefindlicher Elektrode E) zusammengesetzt denken, deren äußere Belege durch einen kleinen Plattenkondensator (die beiden Lappen L_1 und L_2) miteinander gekoppelt sind (Abb. 6). Die Feldlinien zeigen ein dem-

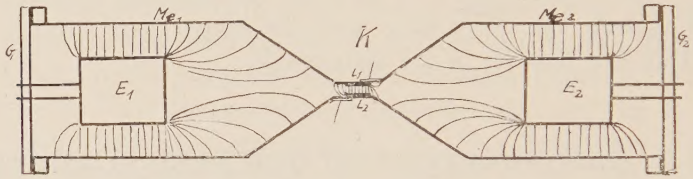

Abb. 6: Feldlinienverlauf des elektrischen Feldes im Augenblick des Anlegens der Spannung an die Elektroden E_1 und E_2.

entsprechendes Bild (Abb. 6). Läßt man die Entladung länger als eine halbe Minute bestehen, so erhält man den in Bild 7 und 8 dargestellten Äquipotential- und Feldlinienverlauf: An den Orten des Übergangs der Entladung von E_1 nach Me_1, von Me_1 nach Me_2 (zwischen den Lappen) und von Me_2 nach E_2 ist die Feldstärke um vieles höher als sonstwo in der Röhre. Sondenmessungen ergeben, daß sich in dem Raum Q zwischen Elektrode und dem Beginn der Einschnürung ziemlich ausgedehnte Raumladungen aufgebaut haben, jedenfalls ist die Feldstärke dort sehr gering. Von dem Zustandekommen der ganzen Entladung ist vielleicht folgende Vorstellung zutreffend:

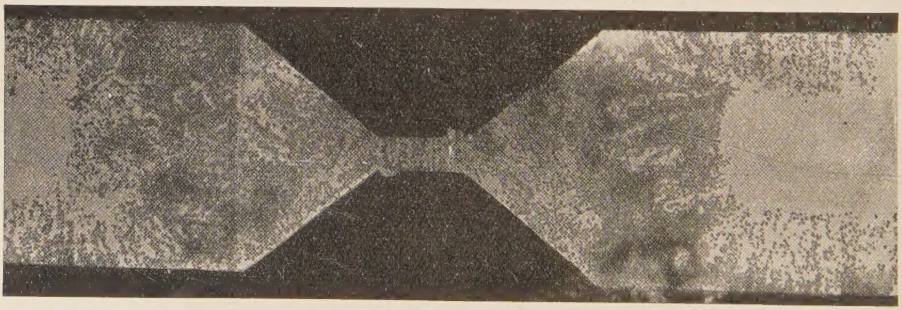

Abb. 7: Durch Schauversuch mit Grießkörnern sichtbar gemachter Feldlinienverlauf bei stationärer Entladung.

Man hat nicht, wie bei der gewöhnlichen Glimmentladung, nur einen Hauptspannungsabfall (Kathodenfall), sondern zwei verschiedene, zwischen Me_1 und E_1 einerseits, und Me_2 und E_2 andererseits (Abb. 9). Die Ladungsträger werden (vermutlich) dort gebildet und wandern unter

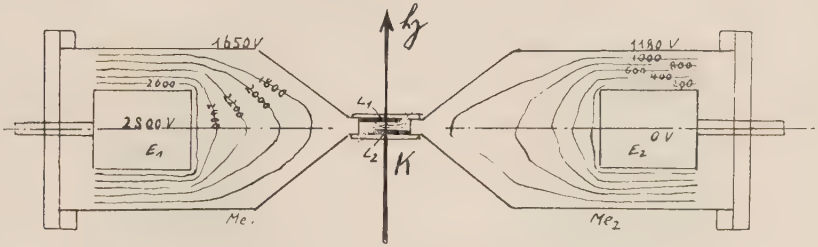

Abb. 8: Aequipotentiallinien bei stationärer Entladung, mit Sondenmessung bestimmt.

dem Einfluß des zwischen E_1 und E_2 liegenden elektrischen Felds in Richtung der Rohrachse. Dadurch werden sie der Verjüngung K zugeführt, wo das Füllgas durch die hohe Feldstärke zwischen L_1 und L_2 durch Stoß-Jonisation zum Leuchten angeregt wird.

Die Entladung an diesem Punkt K ist parallel den Magnetkraftlinien gerichtet, wie aus dem Schauversuch (Abb. 7) eindeutig hervorgeht (Sondenmessungen lassen sich dort aus Raummangel nicht durchführen). Die Forderung a des § 2 ist also erfüllt. Außerdem beobachtet man,

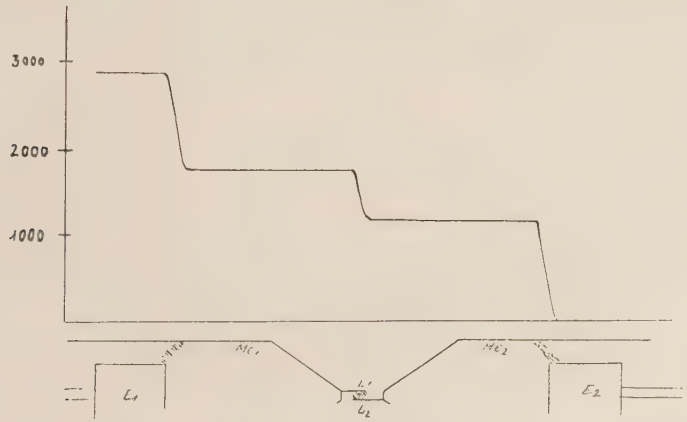

Abb. 9: Spannungsverlauf auf dem Weg der sichtbaren Entladung (schraffiert).

daß sich bei steigender magnetischer Feldstärke die Leuchterscheinung bei K unter Intensitätszunahme immer mehr in den Bereich der größten und damit homogenen Feldstärke hineinzieht, und schließlich nur noch diesen erfüllt (Abb. 10a und b). Die Forderung c des § 2 ist damit auch erfüllt.

Abb. 10a

Abb. 10b

Abb. 10a und 10b zeigen die Entladung in der in folgender Ziffer beschriebenen Lampe o h n e und m i t Magnetfeld. Ohne Magnetfeld (Abb. 10a) erfüllt die sichtbare Glimmentladung den ganzen durch das Beobachtungsfenster kontrollierbaren Bereich mehr oder minder stark. Mit Magnetfeld (Abb. 10b) erfüllt die Entladung nur noch das Interferrikum zwichen den Polenden. Beide Bilder etwa zweifach vergrößert.

§ 4. Technische Ausführung der Lichtquelle zur Benutzung im großen Weißschen Magneten des Tübinger Instituts.

(Hierzu Abb. 11)

Nach einer Reihe von Versuchskonstruktionen wurde der in Abb. 11 dargestellte Typ der Lichtquelle geschaffen. Obwohl er auf den ersten Blick von der in voriger Ziffer besprochenen Ausführung verschieden scheint, ist doch das Prinzip der Lichtquelle völlig gleich geblieben.

Aus der Skizze ist ersichtlich, daß der gesamte Raum zwischen den Magnetschenkeln Mg_3 und Mg_4 durch einen etwa 10 mm dicken Messingring MR_1 abgeschlossen ist[5]). Die Stoßfugen zwischen Mg_3 und

[5]) Dieser vakuumdichte Abschluß des gesamten Raumes zwischen den Magnetschenkeln gleicht völlig jenem, wie ihn E. B a c k (s. Anm. 1) bei seiner Vakuumbogenlampe durchführte.

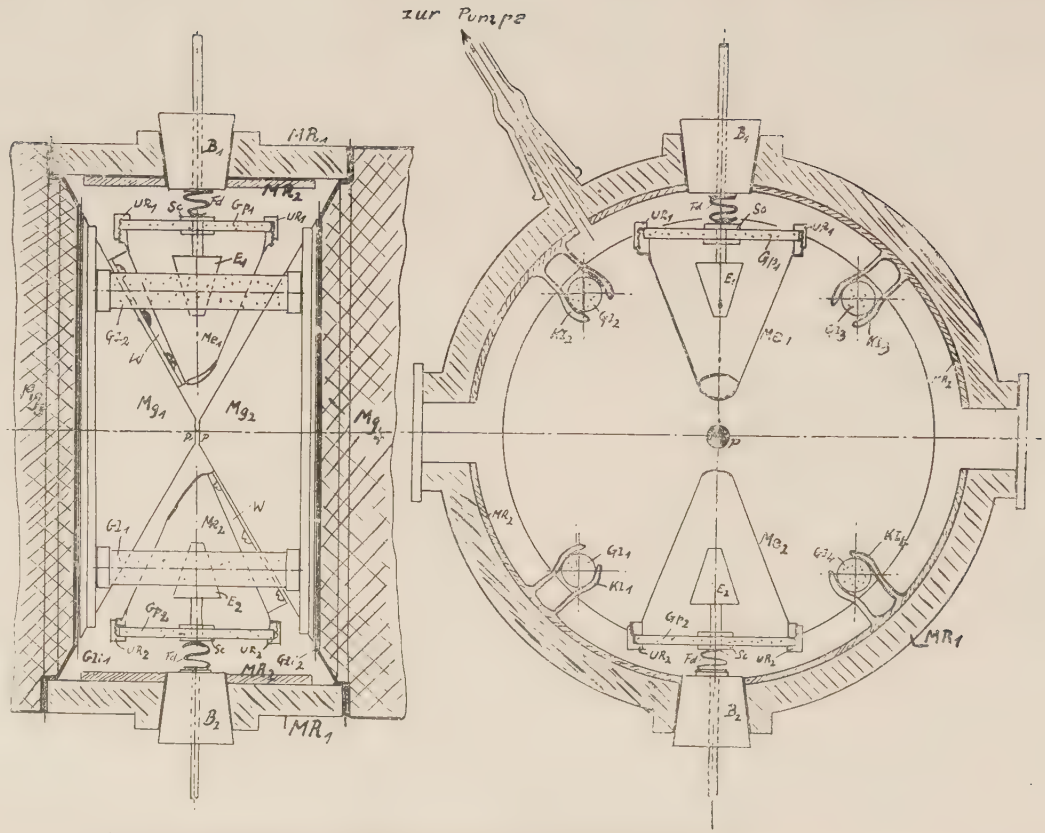

Abb. 11: Endgültige Ausführung der neuen Lichtquelle im Längs- und Querschnitt.

Mg_4 und MR_1 sind mit Gummiringen von ½ bzw. 1 mm Stärke ausgelegt, so daß für vakuumdichten Abschluß des gesamten von Mg_3, Mg_4 und MR_1 eingeschlossenen Raums gesorgt ist. In den Ring MR_1 ragen die beiden Magnetschenkel Mg_3 und Mg_4 als ganz kurze Kegelstümpfe herein. Der Abstand der beiden Kegelstumpfstirnflächen beträgt 80 mm. Zwischen diesen beiden Flächen befindet sich die eigentliche Lampe. Der wesentliche Unterschied dieser Konstruktion gegenüber der vorhergehenden besteht darin, daß die beiden Magnetpolschuhe Mg_1 und Mg_2 ein Stück der Lampe selbst bilden dadurch, daß die beiden Lappen L_1 und L_2 (s. § 2 Abb. 5) durch die Polendflächen P von Mg_1 bzw. Mg_2 dargestellt werden. Der eine Polschuh gehört, elektrisch betrachtet, also zu Me_1, der andere zu Me_2. Notwendig ist dazu allerdings ein Durchschneiden der Eisenkerne senkrecht zur magnetischen Achse, um die Polschuhe Mg_1 und Mg_2 durch dazwischengelegte Glimmerplatten von 0,1 mm Dicke gegen die Magnetschenkel Mg_3 und Mg_4 isolieren zu können. Der durch den Schnitt entstehende Feldstärkeverlust ist außerordentlich gering, weil die Schnittflächen weit außerhalb des Sättigungsgebiets liegen. Alle Bestandteile der Lampe, also Magnetkegel Mg_1, Mg_2 und Messingkonus Me_1 und Me_2 [6]) mit den darin befindlichen Elektroden E_1 und E_2 sind in einem Messingblechring MR_2 gefaßt, welcher leicht in den Messingring MR_1 geschoben werden kann. Die Glasstäbe Gl_1 -Gl_4, welche zum Verspannen der beiden Magnetkegel Mg_1 und Mg_2 gegeneinander dienen, werden gleichzeitig zur Halterung des ganzen Systems benutzt. Auf dem Blechring MR_2 angebrachte, ins Innere des Rings hereinragende Klammern Kl_1 bis Kl_4 fassen die vier Glasstäbe Gl_1 —Gl_4 in ihrer Mitte. Die Enden der Glasstäbe sind durch Aluminiumkappen gefaßt, welche ihrerseits wieder mit den Magnetkegeln Mg_1 und Mg_2 verschraubt sind. An den Magnetkegeln Mg_1 und Mg_2 sind die Messingkonusse Me_1 und Me_2 durch Winkelbleche W angeschraubt. Die einseitige Lappenvorführung der Messingkonusse (s. § 2) fällt weg, da die Winkelbleche für eine

[6]) Bei dieser endgültigen Ausführung der Lichtquelle sind die in § 2, Abb. 5, dargestellten Messingrohre Me_1 und Me_2 so stark verkürzt, daß von ihnen nur noch die Kupferkegel C (Abb. 5) übrigbleiben. Durch Versuche ergab sich nämlich, daß der lange Raum Q in den Entladungsrohren entbehrlich ist, ja, daß die Intensität der Entladung bei K, also bei der neuen Lichtquelle (Abb. 11) zwischen den Polendflächen, durch das Weglassen dieses Raumes Q noch zunimmt.

elektrisch kurze und sichere Verbindung zwischen Messingkonus und Magnetkegel sorgen. Auf den Messingkonussen Me_1 und Me_2 sitzen durch Überwurfringe UR_1 bzw. UR_2 gefaßte Glasplatten Gp_1 und Gp_2, welche ihrerseits wieder die Elektroden E_1 und E_2 durch Schraube und Gegenmutter zentrisch halten.

In den beiden Ringen MR_1 und MR_2 sind unter 180° gegeneinander zwei Bohrungen von 22 mm Weite angebracht, welche sich in beiden Ringen decken und als Beobachtungsfenster dienen. Die abschließenden Glasplatten Gp sind nicht aufgekittet, sondern durch Planschliffe angepreßt. Um 90° gegen die Beobachtungsfenster versetzt sind zwei Schliffe in die Messingringe MR_1 und MR_2 gedreht, in welche zwei Bernsteinstopfen B_1 und B_2 eingepaßt sind; diese enthalten die Elektrodenzuführung. Die an den Bernsteinstopfen angebrachten Federn Fd legen sich nach Einsetzen von B_1 und B_2 in die Schliffe an die zur Elektrodenhalterung benutzte Schraube Sc.

Mit der beschriebenen Lampe ist eine außerordentliche Betriebssicherheit erreicht. Vor allem trägt hierzu die Vermeidung jeglicher Kittstellen bei, wodurch ein Undichtwerden durch Erwärmung während des Betriebs unmöglich ist. Die Versuche zeigten, daß die Lichtquelle trotz starker Inanspruchnahme monatelang betriebsfähig bleibt. Bei einer Dauerprüfung von 24 Stunden im stärkstmöglichen Magnetfeld (50 400 Oersted) zeigt die Lichtquelle nicht die geringste Unregelmäßigkeit. Sollte eine solche auftreten, so kann diese dadurch, daß die eigentliche Lampe als Ganzes aus dem Elektromagneten herausgenommen werden kann, rasch behoben werden.

Die Lichtquelle wurde zur Prüfung zu Untersuchungen des Zeemaneffekts des Argonfunkenspektrums benutzt, über welche im einzelnen in der nächsten Ziffer berichtet wird. Aus den beigefügten Aufnahmen geht eindeutig hervor, daß die Helligkeit der Lampe hinter der bisher gebräuchlicher Formen nicht zurücksteht: Die meisten der Aufnahmen sind 50 Minuten belichtet, einzelne 120 Minuten. Die Leistungsaufnahme der Lampe betrug 330 Watt (Transformator prim. 220 V., 1,5 Amp.). Die Betriebsspannung der Lampe wurde niedriger gehalten als bei den in den vorhergehenden Ziffern besprochenen Versuchsmodellen: Sie betrug 1900 Volt, der Strom in der Lampe 150 mA. Die Potentialdifferenz zwischen E_1 und Me_1 bzw. E_2 und Me_2 stellte sich

dabei stationär auf 720 bzw. 740 Volt, diejenige zwischen Mg_1 und Mg_2 auf 450 Volt ein. Der Argongasdruck in der Zelle wurde stets auf 28 mm Hg gehalten.

Die verwendete Magnetapparatur und Konkavgitteraufstellung sind im einzelnen bereits im Handbuch für Experimentalphysik [7]) beschrieben. Die maximal erreichte Feldstärke ergab sich bei normalem Betriebsstrom von 70 Amp. im Weißschen Magneten und einem Interferrikum von 0,4 mm aus der Ausmessung der Linie 4805,9 AE (Näh. § 5) zu 50 400 Oersted [8]). Jedoch ist zu beachten, daß die vorstehende Ausführung der Lampe aus Materialmangel nicht mit kobalteisenlegierten Polspitzen armiert werden konnte. Eine Ausrüstung der Magnetkegelpolspitzen mit Kobalteisenlegierung würde nach Back [9]) eine um ziemlich genau 10 % höhere Feldstärke, also 55 000 Oersted erwarten lassen.

§ 5. Untersuchung des Zeemaneffekts des Argon II Spektrums in einem Feld von 50100 Oersted.

Der Zeemaneffekt des Argonfunkenspektrums wurde eingehend von Bakker, de Bruin und Zeeman [10]) und von Bakker und de Bruin [11]) mit einem Rowlandschen Konkavgitter und mit einer Vakuumgasentladung ohne Geisslerrohr [12]) im Felde eines Weißschen Magneten untersucht, dessen Feldstärke bei 100 Amp. Betriebsstrom 41 000 Oersted betrug. Die Aufnahmen von 4—6stündiger Belichtungsdauer wurden von ihnen mit einem Zeißschen Registrierphotometer ausgewertet. Da

[7]) Handbuch d. experim. Phys. Bd. XXII, S. 38 und 49.

[8]) Für die völlige Sättigung des Eisens in der Nähe der Polendflächen bei dieser hohen Feldstärke dürfte folgende Tatsache sprechen: Noch lange nach dem Ausschalten des Magnetstroms (viele Stunden) besteht im Interferrikum infolge von remanentem Magnetismus ein magnetisches Feld, dessen Stärke 12 000 Oersted beträgt. Der Zeemaneffekt der einige Stunden nach Ausschalten des Magnetstroms aufgenommenen Linien liefert hierfür einen eindeutigen Beweis.

[9]) Handbuch d. experim. Phys. Bd. XXII, S. 41.

[10]) Z. S. f. Phys. 51, S. 114, 1928, C. J. Bakker, T. L. de Bruin und P. P. Zeeman.

[11]) C. J. Bakker und T. L. de Bruin, Z. S. f. Phys. 62, S. 32, 1930.

[12]) Die genannten Autoren benutzten die in Anm. 1 beschriebene Lichtquelle.

dem Tübinger Institut kein Registrierphotometer zur Verfügung steht, war ich ausschließlich auf Messungen mit Zeißkomparator angewiesen. Der Vergleich meiner Ergebnisse mit denjenigen der oben genannten Autoren bietet eine Urteilsmöglichkeit darüber, ob mit der neu geschaffenen Lichtquelle eine wesentlich weitergehende Auflösung der magnetooptischen Feinstrukturen erreicht werden kann. In der folgenden Tabelle I sind die von mir beobachteten Zeemantypen von 22 Arg II Linien und die aus der Termanalyse damit berechnete g-Wert unter dem Index III zusammengestellt: daneben sind unter II die von den Forschern Bakker, de Bruin und Zeeman gefundenen und unter I die nach der Landéschen g-Formel für normale Multipletts errechneten Typen aufgeführt.*) Linie Nr. 5, das sehr scharfe Zeemantriplett $4s^4P_{5/2}$—$4p^4P_{5/2}$, 4805,993 ÅE wurde zur Feldbestimmung benutzt. Ihre Aufspaltung beträgt $\pm$ 1,6 Lorentzeinheiten (Abkürzung: LE), und die damit errechnete Feldstärke 50 100 Oersted. Die Trennung der π- und σ-Komponenten wurde mit einem vor den Spalt gestellten 30 mm dicken Kalkspat durchgeführt.

Die Überlegenheit der neuen Lichtquelle hinsichtlich des optischen und magnetischen Trennungsvermögens der Feinstrukturen tritt besonders deutlich in den Linien Nr. 1, 3, 9, 10, 12, 13, 14, 15, 21 und 22 zu Tage, wo die quantitative und qualitative Abweichung gegenüber den Beobachtungen von II hervorspringt.

Allgemein ist zu Tabelle 1 zu bemerken:

Linie Nr. 1 (4965,12 ÅE): Theoretisch (I) ein Zeemansextett (Grundtyp II)[13]), nach II ein Quartett, nach Verf. ein Sextett.

Linie Nr. 2 (4933,226): Theoretisch ein Zeemantriplett, große Aufspaltung, I, II und III stimmen deshalb überein.

Linie Nr. 3 (4879,82): Theoretisch (I) in 12 Komponenten aufgespalten, nach II ein Zeemantriplett, Verf. weist die theoretisch geforderten vier π-Komponenten nach, während die Schwächeren der σ-Komponenten nicht mehr zu erkennen sind.

Linie Nr. 4 (4847,90): Das theoretisch (I) geforderte Zeemansextett wird von II und III beobachtet.

*) Im Folgenden als „theoretische Werte" bezeichnet.

	1	2	3	4	
Nr.	λ in ÅE	Terme 1 2	I: Linienaufspaltung nach Landé's g-Formel II: Beob. Zeemantyp Bakker, de Bruin, Zeeman III: Zeemantyp Verfasser	g_1	g_2
1	4965,12	$4s^2P_{1/2}$ — $4p^2D_{3/2}$	I ± **(0,07)** 0,73 **0,87**	0,67	0,80
			II ± **(0,12)** **1,02**	0,67	0,90
			III ± **(0,124)** 0,801 1,038	0,673	0,916
2	4933,23	$4s^4P_{3/2}$ — $4p^4P_{3/2}$	I ± (0,00) 1,73	1,73	1,73
			II ± (0,00) 1,73	1,73	1,73
			III ± (0,000) 1,732	1,732	1,732
3	4879,82	$4s^2P_{3/2}$ — $4p^2D_{5/2}$	I ± **(0,07)** (0,20) **1,00** 1,13		
			1,27 1,40	1,33	1,20
			II ± **(0,00)** **1,14**	1,33	1,24
			III ± **(0,044)** (0,144) **1,099**	1,334	1,240
4	4847,90	$4s^4P_{3/2}$ — $4p^4P_{1/2}$	I ± **(0,47)** **1,27** 2,20	1,73	2,67
			II ± **(0,47)** **1,27** 2,20	1,73	2,67
			III ± **(0,456)** **1,270** 2,191	1,729	2,646
5	4805,993	$4s^4P_{5/2}$ — $4p^4P_{5/2}$	I ± (0,00) 1,60	0,00	1,60
			II ± (0,00) 1,60	0,00	1,60
			III zur Feldbestimmung benutzt	—	—
6	4764,85	$4s^2P_{1/2}$ — $4p^2P_{3/2}$	I ± **(0,33)** 1,00 **1,67**	0,67	1,33
			II ± **(0,28)** 0,95 **1,52**	0,67	1,23
			III ± **(0,285)** 0,960 **1,530**	0,675	1,245
7	4726,91	$4s^2P_{3/2}$ — $4p^2D_{3/2}$	I ± (0,27) **(0,80)** 0,53 **1,07** 1,60	1,33	0,80
			II ± (0,24) **(0,65)** 0,69 **1,12** 1,54	1,33	0,90
			III ± (0,217) **(0,622)** 0,685		
			1,124 1,540	1,336	0,912
8	4657,89	$4s^2P_{3/2}$ — $4p^2P_{1/2}$	I ± **(0,33)** 1.00 **1,67**	1,33	0,67
			II ± **(0,19)** 1,13 **1,52**	1,33	0,94
			III ± **(0,180)** 1,161 **1,521**	1,341	0,981
9	4609,60	$4s^2D_{5/2}$ — $4p^2F_{7/2}$	I ± **(0,03)** (0,09) (0,14) **1,00**		
			1,06 1,11 1,17 1,23 1,28	1,20	1,14
			II ± **(0,00)** **1,06**	1,20	1,14
			III ± **(0,0306)**(0,0887)**0,996** 1,055	1,203	1,144
10	4589,93	$4s^2D_{3/2}$ — $4p^2F_{5/2}$	I ± **(0,03)** (0,09) 0,77 0,83		
			0,89 **0,94**	0,80	0,86
			II ± **(0,00)** **0,90**	0,80	0,86
			III ± **(0,0256)** **0,919**	0,854	0,880
11	4579,35	$4s^2P_{1/2}$ — $4p^2S_{1/2}$	I ± (0,67) 1,33	0,67	2,00
			II ± (0,50) 1,17	0,67	1,68
			III ± (0,512) 1,194	0,683	1,707

von 22 Ar II Linien bei 50 100 Oersted

	1	2	3	4	
Nr.	λ in ÅE	Terme 1 2	I: Linienaufspaltung nach Landé's g-Formel II: Beob. Zeemantyp Bakker, de Bruin, Zeeman III: Beob. Zeemantyp Verfasser	g_1	g_2
12	4545,04	$4s^2P_{3/2} - 4p^2P_{3/2}$	I $\frac{+}{-}$ (0,00) 1,33	1,33	1,33
			II $\frac{+}{-}$ **(0,16) 1,28**	1,33	1,23
			III $\frac{+}{-}$ (0,047) **(0,142)** 1,193 **1,287**		
			1,381	1,334	1,240
13	4481,83	$3d^2D_{5/2} - 4p^2D_{5/2}$	I $\frac{+}{-}$ (0,00) 1,20	1,20	1,20
			II $\frac{+}{-}$ (0,00) 1,195	1,20	1,20
			III $\frac{+}{-}$ (0,046) 1,186	1,232	1,140
14	4474,77	$3d^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$	I $\frac{+}{-}$ **(0,07)** 0,73 **0,87**	0,80	0,67
			II $\frac{+}{-}$ **(0,00) 0,84**	0,80	0,60
			III $\frac{+}{-}$ (0,085) 0,874	0,789	0,619
15	4430,185	$4s^4P_{1/2} - 4p^4D_{3/2}$	I $\frac{+}{-}$ **0,47 (0,73)** 1,93	2,67	1,20
			II $\frac{+}{-}$ **(0,46) (0,74)** 1,93	2,67	1,20
			III $\frac{+}{-}$ **0,450 (0,721)** 1,916	2,631	1,177
16	4426,01	$4s^4P_{3/2} - 4p^4D_{5/2}$	I $\frac{+}{-}$ **(0,18) (0,54) 0,83 1,19 1,55 1,92**	1,73	1,37
			II $\frac{+}{-}$ **(0,20) (0,60) 0,74 1,13 1,52 1,93**	1,73	1,33
			III $\frac{+}{-}$ **(0,182)** (0,589) **0,740** 1,122		
			1,439 1,921	1,723	1,330
17	4379,675	$4s^4P_{1/2} - 4p^4D_{1/2}$	I $\frac{+}{-}$ (1,33) 1,33	2,67	0,00
			II $\frac{+}{-}$ (1,33) 1,33	2,67	0,00
			III $\frac{+}{-}$ (1,344) 1,344	2,688	0,00
18	4370,76	$3d^2D_{3/2} - 4p^2D_{3/2}$	I $\frac{+}{-}$ (0,00) 0,80	0,80	0,80
			II $\frac{+}{-}$ (0,00) 0,80	0,80	0,80
			III $\frac{+}{-}$ (0,000) 0,808	0,808	0,808
19	4367,87	$4s^2S_{1/2} - 5p^2P_{1/2}$	I $\frac{+}{-}$ (0,67) 1,33	2,00	0,67
			II $\frac{+}{-}$ (0,53) 1,47	2,00	0,94
			III $\frac{+}{-}$ (0,527) 1,472	1,999	0,944
20	4352,198	$3d^4D_{1/2} - 4p^4P_{1/2}$	I $\frac{+}{-}$ (1,33) 1,33	0,00	2,67
			II $\frac{+}{-}$ (1,32) 1,32	0,00	2,67
			III $\frac{+}{-}$ (1,317) 1,317	0,00	2,634
21	4348,062	$4s^4P_{5/2} - 4p^4D_{7/2}$	I $\frac{+}{-}$ (0,09) (0,26) (0,43) **1,00**		
			1,17 1,34 1,51 1,69 1,86	1,60	1,43
			II $\frac{+}{-}$ **(0,00) 1,09**	1,60	1,43
			III $\frac{+}{-}$ (0,088) (0,264) (0,440)		
			0,988 1,164 1,340 —	1,604	1,428
22	4131,73	$4s^2D_{3/2} - 4p^2P_{1/2}$	I $\frac{+}{-}$ **(0,07)** 0,73 **0,87**	0,80	0,67
			II $\frac{+}{-}$ **(0,00) 0,84**	0,80	0,60
			III $\frac{+}{-}$ **(0,068)** 0,737 **0,855**	0,797	0,676

Abb. 12a Abb. 12b Abb. 12c Abb. 12d

Abb. 12 a—d: Vierfache Vergrößerungen der Linien: a) 4481 (im Text Nr. 13); b) 4474 (Nr. 14); c 4131 (Nr. 22), alle drei in III. Gitterordnung; d) 4348 (Nr. 21) in II. Gitterordnung.

Linie Nr. 5 (4805,99): Diese Linie diente für III (Verf.) zur Bestimmung der magnetischen Feldstärke.

Linie Nr. 6 (4764,85): Theoretisch (I) ein Zeemansextett, das sowohl durch die Beobachtungen von II wie jenen von III bestätigt wird.

Linie Nr. 7 (4726,91): Alle 10 theoretisch geforderten (I) Komponenten sind von II wie von III beobachtet.

Linie Nr. 8 (4657,89): Nach I ein Zeemansextett, das von II wie von III bestätigt wird.

Linie Nr. 9 (4609,60): Theoretisch in 18 Komponenten aufgespalten, von II als Zeemantriplett beobachtet, während III von den 18 geforderten vier π- und vier σ-Komponenten nachweisen kann.

Linie Nr. 10 (4589,934): Nach der Theorie (I) in 12 Komponenten aufgelöst (Grundtyp II)[13]), nach II ein Zeemantriplett, nach Verf. vier Komponenten nachweisbar.

Linie Nr. 11 (4579,347): Theoretisch (I) in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von II und III ein Zeemanquartett.

Linie Nr. 12 (4545,04): Nach der Theorie ein Zeemantriplett (I), nach II ein Zeemanquartett, vom Verf. (III) in 10 Komponenten aufgelöst.

Linie Nr. 13 (4481,83): Theoretisch (I) und nach den Beobachtungen von II ein Zeemantriplett, nach Verf. (III) ein Zeemanquartett.

Linie Nr. 14 (4474,77): Theoretisch (I) ein Zeemansextett, nach II ein Zeemantriplett; Verf. (III) weist die theoretisch geforderten zwei π-Komponenten und die starken σ-Komponenten nach.

[13]) Die Zuordnung der Zeemantypen zu vier Grundtypen bezieht sich auf die von Back getroffene Einteilung (s. Näh. in Handbuch der exp. Physik Bd. XXII, S. 112 ff.).

Linie Nr. 15 (4430,185): Die Theorie (I) fordert eine π-Komponente (0,73) und zwei σ-Komponenten 0,46, 1,93. II findet zwei π-Komponenten (0,46) (0,74) und eine σ-Komponente 1,93. Die Beobachtungen von III [0,450 (0,721) 1,916] bestätigen die Theorie.

Linie Nr. 16 (4426,01): II und III beobachten in Übereinstimmung mit der Theorie (I) eine Aufspaltung in 12 Komponenten.

Linie Nr. 17 (4379,675): Sowohl theoretisch (I), wie nach den Beobachtungen von II und III ein Zeemanquartett.

Linie Nr. 18 (4370,76): Nach I, II und III ein Zeemantriplett.

Linie Nr. 19 (4367,87): II und III beobachteten übereinstimmend das von der Theorie (I) geforderte Zeemanquartett.

Tabelle 2: Terme des 4 s-Elektrons

Grenze	Term	I	II	III
3 P	$4P_{5/2}$	$1{,}60 = {}^{8}/_{5}$	1,60	1,604
1 D	$2D_{5/2}$	$1{,}20 = {}^{6}/_{5}$	1,20	1,203
	g-Summe	2,80	2,80	2,807
3 P	$4P_{3/2}$	$1{,}73 = {}^{26}/_{15}$	1,73	1,726
	$2P_{3/2}$	$1{,}33 = {}^{4}/_{3}$	1,33	1,334
1 D	$2D_{3/2}$	$0{,}80 = {}^{4}/_{5}$	0,80	0,797
	g-Summe	3,86	3,86	3,857
3 P	$4P_{1/2}$	$2{,}667 = {}^{8}/_{3}$	2,67	2,660
	$2P_{1/2}$	$0{,}667 = {}^{2}/_{3}$	0,67	0,677
1 S	$2S_{1/2}$	$2{,}000 = 2$	2,00	1,999
	g-Summe	5,334	5,34	5,336

Linie Nr. 20 (4352,198): I, II und III übereinstimmend ein Zeemandublett.

Linie Nr. 21 (4348,062): Theoretisch (I) in 18 Komponenten aufgespalten. Nach II ein Pseudotriplett[14]; Verf. (III) weist von den theoretisch geforderten 18 Komponenten sämtliche sechs π-Komponenten und sechs σ-Komponenten nach[15].

[14]) Vgl. hierzu die Photometerkurve der Autoren II in Z. S. f. Phys. 51 S. 132, 1928.
[15]) Vgl. hierzu die demnächst erscheinende Veröffentlichung, Näh. Anm. 16.

Tabelle 3: Terme des 4 p-Elektrons.

j	Autor	$^4P_{5/2}$	$^4P_{3/2}$	$^4P_{1/2}$	$^4D_{7/2}$	$^4D_{5/2}$	$^4D_{3/2}$	$^4D_{1/2}$	$^4S_{3/2}$	$^2D_{5/2}$	$^2D_{3/2}$	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$^2S_{1/2}$	Σg
	I			2,67				0,00				0,67		2,00	5,34
1/2	II			2,67				0,00				0,94		1,68	5,29
	III			2,640				0,000				0,981		1,707	5,328
	I		1,73				1,20		2,00		0,80		1,33		7.06
3/2	II		1,73				1,20		2,00		0,90		1,23		7,06
	III		1,732				1,177		2,000*		0,914		1,243		7,066
	I	1,60				1,37				1,20					4,17
5/2	II	1,60				1,33				1,24					4,17
	III	1,600				1,330				1,240					4,170
	I				1,43										1,43
7/2	II				1,43										1,43
	III				1,428										1,428

* Dieser Wert wurde den Messungen von II entnommen, da Verfasser die zu seiner Bestimmung notwendigen Untersuchungen im Ultraviolett noch nicht vornehmen konnte.

Linie Nr. 22 (4131,73): Nach I ein Zeemansextett, nach den Beobachtungen von II ein Zemantriplett, nach III in Übereinstimmung mit der Theorie (I) ein Zeemansextett.

Wie schon in einer demnächst in der Z.S.f.Phys. erscheinenden Veröffentlichung[16]) von E. Back und R. Bezler erwähnt ist, scheinen die g-Werte der 4 s-Konfiguration anomal zu sein.

Die Tabelle 2 zeigt, daß trotz der anomalen g-Werte des 4 s-Elektrons die g-Summen nach Verf. (III) mit jenen, welche nach der Landéschen g-Formel (I) gebildet werden, übereinstimmen.

Tabelle 3 gibt die Zusammenstellung der g-Summen nach I, II und III für die 4p-Konfiguration.

Für die 3 d-Konfiguration-g-Summen sind Untersuchungen im ultravioletten Gebiet notwendig, welche noch nicht durchgeführt werden konnten, da hierzu einige Umänderungen der Apparatur (Einbau von Quarzoptik) erforderlich sind.

Zusammenfassung.

Es wird eine ganzmetallische spektrale Lichtquelle für Zeemaneffekt in höchsten Feldstärken beschrieben, welche auf der Grundlage systematischer Vorversuche entwickelt worden ist; sie gestattet die Verkleinerung des Interferrikums auf wenige Zehntel Millimeter, wodurch die Feldstärke sprunghaft erhöht und zugleich die Feldhomogenität im Leuchtbereich vollkommen wird. Der leitende Gedanke der Konstruktion ist der, den raumbeanspruchenden Kathodenfall aus dem Interferrikum herauszuverlegen in den Bereich niederster magnetischer Feldstärke und ihn in zwei symmetrischen gleichartigen Anteilen anzuordnen. Die Feldstärke geht hierbei unter sonst gleichen Bedingungen von bisher 38 500 auf 50 400 Oersted hinauf.

Mit der neuen Lichtquelle wurde der Zeemaneffekt des Argon-

---

[16]) E. Back und R. Bezler, Titel: Zeemaneffekt im Feldbereich oberhalb 50 000 Gauss, bei d. Z. S. f. Phys. am 4. Aug. 1939 eingegangen.

funkenspektrums (Ar II) untersucht. Der Vergleich mit Ergebnissen früherer Untersuchungen zeigt, daß das erzielte magnetische und optische Auflösungsvermögen (aus der ganz ungewöhnlichen Trennschärfe und Schmalheit der Zeemankomponenten zu entnehmen) das bisher erreichte weit übertrifft.

*

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Tübingen in den Jahren 1937 bis 1939 durchgeführt. Der erste Teil derselben wurde 1938 mit dem württembergischen Staatspreis der Universität Tübingen, Abteilung Naturwissenschaftliche Fakultät, ausgezeichnet. Der experimentelle Teil wurde mit Kriegsbeginn vorzeitig abgebrochen, die spektrale Untersuchung ist deshalb auf das sichtbare Gebiet des Argonspektrums beschränkt geblieben. Die Anregung zur Arbeit über vorliegendes Thema gab Herr Professor Dr. E. Back, dem ich für sein stets förderndes Interesse herzlichsten Dank ausspreche. Herrn Dr. M. Pollermann, Berlin (bis 1938 in Tübingen), bin ich für verschiedentliche Ratschläge zu großem Dank verpflichtet. Nicht versäumen möchte ich, dem Leiter der Tübinger Institutswerkstätte, Herrn Obermeister Speidel, für die hervorragend exakte Ausführung aller der Werkstatt übertragenen feinmechanischen Arbeiten zu danken.

Tübingen im September 1939.

Lebenslauf.

Am 24. Januar 1912 wurde ich, Robert Bezler, als Sohn des Reallehrers Ernst Bezler und seiner Frau Margarete, geb. Rapp, in Stuttgart geboren. Ich besuchte dort seit Winter 1918/19 die Elementarschule und ab Frühjahr 1922 das Eberhard-Ludwigs-Gymnasium, an dem ich im Frühjahr 1931 die Reifeprüfung ablegte. Im Mai 1931 erfolgte mein Eintritt in die NSDAP. In den Semestern 1931 bis Wintersemester 1933/34 studierte ich an der Technischen Hochschule Stuttgart Physik, Chemie und Mathematik. Seit dem Sommersemester 1934 sezte ich dieses Studium an der Universität Tübingen fort.